

## 電子散乱による $^{12}\text{C}$ の巨大共鳴の励起

著者	山口 晃
号	243
発行年	1971
URL	<a href="http://hdl.handle.net/10097/23529">http://hdl.handle.net/10097/23529</a>

氏名・（本籍）	やまぐちあきら 山 口 晃
学 位 の 種 類	理 学 博 士
学 位 記 番 号	理 博 第 2 4 3 号
学位授与年月日	昭和46年3月25日
学位授与の要件	学位規則第5条第1項該当
研究科専門課程	東北大学大学院理学研究科 (博士課程)原子核理学専攻修了
学 位 論 文 題 目	電子散乱による $^{12}\text{C}$ の巨大共鳴の励起
論 文 審 査 委 員	(主査) 教 授 鳥 塚 賀 治 教 授 石 松 敏 之 助教授 板 橋 清 己

## 論 文 目 次

第 1 章	序 論
第 2 章	理 論
第 3 章	実験装置
第 4 章	実験方法及び解析
第 5 章	核模型による考察
第 6 章	結 論
	参 考 文 献

# 論文内容要旨

## 第1章 序 論

$^{12}\text{C}$  の E1 巨大共鳴については光核反応で調べられてきた。<sup>1)-3)</sup> 光核反応では励起エネルギーによって核に与える運動量移行は一義的に決まる。これに反し電子散乱では同じ励起エネルギーを核に与えて励起する場合でも運動量移行を変化させることができる。このことは  $\gamma$  線による励起の場合よりもさらに高い運動量移行での励起の状態を調べることができ、光核反応では明らかにされない励起状態の性質をより明らかにすることができることを示唆する。また核に高い運動量移行を与え得ることは光核反応では観測され難い高いスピン状態の励起が可能となることである。ここに光核反応に対し電子散乱が核構造を解明する手段として優れていることが分る。

このような観点から非弾性電子散乱による巨大共鳴領域の実験が行われてきた。<sup>4)-6)</sup> これらの実験のほとんどは後方散乱実験であり、光核反応に相当する励起が調べられてきた。しかし電子と核との相互作用にはその他にクーロン励起がある。このように電子散乱で求められる物理量には核の電荷による散乱を表わす縦形状因子と核の電流と磁気モーメントによる散乱を表わす横形状因子がある。これらの形状因子は入射電子エネルギーや散乱角によらず運動量移行のみによる量で核の構造を反映する。

我々は横形状因子と同様に縦形状因子も巨大共鳴を含む高励起状態の性質を解明する上で重要な物理量と考える。従って我々は縦形状因子と横形状因子を分離して求める実験を行った。

## 第2章 理 論

第1次の Born 近似で散乱断面積は

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d\varepsilon_2} = \left(\frac{Ze^2}{2\varepsilon_1}\right)^2 \frac{\cos^2\theta/2}{\sin^4\theta/2} |F(q)|^2 \delta(E_2 + \varepsilon_2 - E_1 - \varepsilon_1)$$

で与えられ、形状因子  $|F(q)|^2$  はさらに縦形状因子  $|F_L|^2$  と横形状因子  $|F_T|^2$  によって

$$|F(q)|^2 = q_\mu^4/q^4 \cdot |F_L(q)|^2 + (q_\mu^2/2q^2 + \tan^2\frac{\theta}{2}) |F_T(q)|^2$$

と表わされる。

$^{12}\text{C}$  の  $T=1$  準位に対するこれらの形状因子  $|F_L|^2$ 、 $|F_T|^2$  について一般化された Goldhaber-Teller 模型<sup>7)</sup> 1 particle-1 hole 模型<sup>8)</sup>、Kamimura et al. 模型<sup>9)</sup>、中間結合模型<sup>10)</sup> から考察した。その結果アイソスピン・モードは主配位 ( $d5/2$ ,  $p3/2^{-1}$ ) に、またスピナー アイソスピン・モードは主配位 ( $d3/2$ ,  $p3/2^{-1}$ ) の 1 particle-1 hole 励起に相当することが知られる。光核反応に見られる励起は主としてアイソスピン・モードによる励起であり、運動量移行  $q$  の大きくなる後方電子散乱ではスピナーアイソスピン・モードの励起が見られてくる。しかし今までの電子散乱実験ではその励起モードの存在は確められていなかった。

## 第3章 実験装置

実験は東北大学原子核理学研究施設に設置された 300 MeV 電子線型加速器からのビームを用いて行

った。入射ビーム電流は二次電子モニター (SEM) と Faraday Cup でモニターされた。散乱電子のエネルギーは中心軌道半径 1 m で偏向角  $169.7^\circ$  の二重収束型電子線スペクトロメーター (LDM) で分析されエネルギー・スペクトルが得られた。散乱電子の検出は  $2 \times 10 \times 1$  mm の Si (Li) の半導体 (SSD) による 3 個の同時計数によって行われた。SSD は 3 個を 1 組として LDM の焦点面上に 2 mm 間隔で 33 組が並んでいる。その間隔は  $\Delta p/p = 0.1\%$  のエネルギー幅になっている。SSD はさらに焦点面に沿って 4 回シフトすることができ  $\Delta p/p = 0.025\%$  のエネルギー・スペクトルを得ることができる。SSD からの信号は電子計算機 TOSBAC-3400 へ転送され、オンライン・システムでデータ処理された。

#### 第 4 章 実験方法及び解析

序論で述べたように我々は巨大共鳴領域の構造をより明らかにするために縦形状因子と横形状因子を求める測定を行った。実験は  $104 \text{ mg/cm}^2$  の石墨ターゲットを用い、入射電子エネルギー  $\epsilon_1 = 250$  MeV に固定し  $\theta = 35^\circ, 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ, 80^\circ$  及びそれぞれと運動量移行  $q$  の等しい  $\theta = 135^\circ$  で  $\epsilon_1 = 88.8 \sim 177.6$  MeV で行った。

ここで我々は高励起状態の構造をさらに明らかにするため、新しく縦形状因子と横形状因子が励起エネルギー  $\omega$  の関数となる形状因子  $|W(q, \omega)|^2$  を次のように導入する。

$$\begin{aligned} |W(q, \omega)|^2 &= \frac{1}{\Delta \epsilon_2} \int_{\Delta \epsilon_2} |F(q)|^2 \delta(E_2 + \epsilon_1 - E_1 - \epsilon_1) d\epsilon_2 \\ &= \frac{|F(q)|^2}{\Delta \omega} \end{aligned}$$

さらに  $|W(q, \omega)|^2$  は縦形状因子  $|W_L|^2$  と横形状因子  $|W_T|^2$  で次のように表わされる。

$$|W(q, \omega)|^2 = \frac{q_\mu^4}{q^4} |W_L(q, \omega)|^2 + \left( \frac{q_\mu^2}{2q^2} + \tan^2 \frac{\theta}{2} \right) |W_T(q, \omega)|^2$$

よって  $q$  を等しくする入射エネルギー  $\epsilon_1$  と散乱角  $\theta$  の異なる二つの実験から形状因子  $|W_L|^2$  と  $|W_T|^2$  のスペクトルを求めることができる。測定したエネルギー・スペクトルから  $\omega = 15$  MeV から 40 MeV に対し、 $\Delta \omega = 200$  KeV で縦形状因子スペクトル  $|W_L(q, \omega)|^2$  と横形状因子スペクトル  $|W_T(q, \omega)|^2$  を分離した。その結果、初めのスペクトルよりもエネルギー・分離能を落しているにもかかわらず巨大共鳴領域の複雑な構造がかなり明らかになり、形状因子スペクトル  $|W_L|^2$ ,  $|W_T|^2$  において多くのピークを見出した。

#### 第 5 章 核模型による考察

縦形状因子スペクトル  $|W_L(q, \omega)|^2$  では 16.1, 18.6, 20.0, 21.6, 22.0, 23.8, 25.5 MeV に於てピークが見られ、横形状因子スペクトル  $|W_T(q, \omega)|^2$  では 15.1, 16.1, 16.6, 18.1, 19.3, 19.6, 20.6, 22.7, 25.5 MeV にピークが見られている。これらのピークに対し形状因子  $|F_L(q)|^2$ ,  $|F_T(q)|^2$  を求め、まだスピン・パリティのはっきりしていないものについて奇パリティ準位に対しては 1 particle 1 hole 模型<sup>8)</sup>による計算と比較した。この模型では形状因子の大きさについては説明出来ないが、例えば 16.6-

MeV  $2^-$ ,  $T = 1$  準位の横形状因子の特徴的な  $q$ -依存性は ( $2S1/2$ ,  $p3/2^{-1}$ ) 主配位によってのみ説明される。これは高励起状態が単一粒子励起の様相を呈し,  $j - j$  結合の殻構造をよく示していることを意味する。そこで 1 particle - 1 hole 模型による形状因子の  $q$ -依存性を用いて各準位がどのような主配位による  $J^-$  かを決定した。

偶パリティ準位に対しては中間結合模型<sup>10)</sup> による形状因子と実験値を比較した。その結果, 形状因子の絶対値と  $q$ -依存性ともにより一致を示した。

以上形状因子スペクトルにおいて見いだされたピークに対するスピン・パリティについて我々は特に 18.1-( $1^-$ ), 18.6-( $3^-$ ), 19.3-( $2^-$ ), 19.6-( $4^-$ ), 20.0-( $2^+$ ), 20.6-( $3^+$ ), 21.6-( $3^-$ ), 22.0-( $1^-$ ), 22.7-( $1^-$ ), 23.8-( $1^-$ ) の励起状態を明らかにした。

また我々は 250 MeV  $40^\circ$ ,  $80^\circ$  で励起エネルギー  $\omega \approx 100$  MeV までの測定をしているのでこの結果を de Forest<sup>11)</sup> の準弾性散乱理論と比較すると, エネルギースペクトルの全体的な形をよく再現しているのが分った。

## 第6章 結 論

$^{12}\text{C}$  の巨大共鳴を含む高励起領域に対し新しく縦形状因子と横形状因子スペクトルで分離する解析によって巨大共鳴領域の微細構造が今まで以上にはっきりと見られるようになった。その結果, アイソスピン・モードに相当する主配位 ( $d5/2$ ,  $p3/2^{-1}$ ) の  $1^-$ ,  $T = 1$  状態は 22.0, 23.8, 25.5 MeV にほとんど同じ大きさで分散していることが分った。また横形状因子スペクトルで見られた 22.7 MeV ピークは主配位 ( $d3/2$ ,  $p3/2^{-1}$ ) の  $1^-$ ,  $T = 1$  で説明され, 1 particle - 1 hole 模型から 25 MeV 付近に存在するといわれたスピン・アイソスピン・モードの励起であることが確認された。しかもそれはアイソスピン・モードの混りがかなりあることも我々の結果から分った。

巨大共鳴領域の微細構造については 1 particle - 1 hole 模型では説明できない。これに対し, Kamimura et al.<sup>9)</sup> は表面振動と見なされる 4.43 MeV ( $2^+$ ) に基づく励起巨大共鳴と基底状態に基づく巨大共鳴との結合から 1 particle - 1 hole 状態を分散させ微細構造を説明し, ( $p$ ,  $r$ ) 反応<sup>3)</sup> の実験結果をよく説明した。電子散乱の立場から比較すると, 彼等の模型ではアイソスピン・モードの励起がほとんど同じ大きさで 3 つに分散している我々の結果について, その説明に失敗していることが分った。

以上から高励起状態の励起モードを解明する手段として新しく導入した縦及び横形状因子スペクトルで巨大共鳴領域を分離する方法の優れていることが分った。

## 参 考 文 献

- 1) N. Bezić, D. Brajinik, D. Jamnik, and G. Kernel, Nucl. Phys. A **123**, 426 (1969).
- 2) B. C. Cook, J. E. E. Balgim, J. N. Bradford, and J. E. Griffin, Phys. Rev. **143** 724 (1966).

- 3) R. G. Allas, S. S. Hanna, L. Meyer-Schützmeister, and R. E. Segel, Nucl. Phys. **58**, 122 (1964).
- 4) T. W. Donnelly, J. D. Walecka, I. Sick, and E. B. Hughes, Phys. Rev. Lett. **21**, 1196 (1968).
- 5) G. A. Proca and D. B. Isabelle, Nucl. Phys. A **109**, 177 (1968).
- 6) J. Goldenberg and W. C. Barber, Phys. Rev. **134**, B963 (1964).
- 7) H. Überall, Nuovo Cimento **41B**, 25 (1966).
- 8) T. W. Donnelly, Phys. Rev. C **1**, 833 (1970).
- 9) M. Kamimura, K. Ikeda, and A. Arima, Nucl. Phys. A **95**, 129 (1967).
- 10) A. N. Boyarkina, Izv. Akad. Nauk. SSSR, Ser, Fiz. **28**, 337 (1964).
- 11) T. de Forest, Nucl. Phys. A **132**, 305 (1969).

## 論文審査結果の要旨

本論文は非弾性電子散乱により  $^{12}\text{C}$  の巨大共鳴領域を調べている。実験は比較的前方で先ず 40MeV の励起エネルギー迄のスペクトラムをとり、その運動量移行に相当する後方散乱のスペクトラムをとり、スペクトラムに於いて縦方向と横方向の成分に分離した。その結果巨大共鳴附近の複雑なスペクトラムを単純化することに成功した。特に連続スペクトラムの上に見えるピークの形状因子を  $j-j$  coupling の理論及び中間結合の理論による計算値と比較することにより準位のスピン、パリティを決定した。その結果巨大共鳴領域に於いて新しい励起モードの存在が確かめられ、従来の他の方法では調べることの難しかった高い励起準位について新しい知見を得た。よって山口晃の論文は理学博士の学位論文として合格と認める。